# МЕТОДИКА ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУР ЗАСЕЛЕННЯ КОЛИВАЛЬНИХ ТА ОБЕРТАЛЬНИХ РІВНІВ МОЛЕКУЛ В ПЛАЗМІ ГАЗОВИХ РОЗРЯДІВ АТМОСФЕРНОГО ТИСКУ<sup>1</sup>

І.В. ПРИСЯЖНЕВИЧ, В.Я. ЧЕРНЯК, С.В. ОЛЬШЕВСЬКИЙ, ОК.В. СОЛОМЕНКО

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, кафедра фізичної електроніки радіофізичного факультету (Просп. Глушкова, 2/5, Київ 03022; e-mail: chernyak\_ v@ukr.net)

УДК 533.9.082, 537.528 ©2010

Запропоновано методику визначення температур заселення збуджених коливальних та обертальних рівнів молекул в плазмі газових розрядів атмосферного тиску з використанням програми SPECAIR. Для спрощення та пришвидшення обробки емісійних спектрів побудовано робочі криві для визначення коливальних та обертальних температур за емісійними смугами молекул OH(A–X), N<sub>2</sub>(C–B), N<sub>2</sub><sup>+</sup>(B–X), CN(B–X) та C<sub>2</sub>(d–а система переходів Свана). Розроблену методику апробовано для визначення параметрів плазми розряду в газовому каналі з рідкою стінкою.

# 1. Вступ

Для діагностики плазми атмосферного тиску традиційно використовують оптичну емісійну спектроскопію (ОЕС). Оскільки спектрометри з високою роздільною здатністю та малим часом реєстрації спектрів дуже дорогі та не можуть бути використані для моніторингу параметрів плазми технологічних об'єктів, останнім часом прискореними темпами розвивається новий підхід в оптичній діагностиці. Він ґрунтується на використанні спектрометрів з низьким розділенням в поєднанні з методами комп'ютерного моделювання. Температури заселення збуджених рівнів атомів та молекул (електронна  $T_e^\ast,$ коливальна  $T_v^\ast$ та обертальна  $T_r^*$  температури відповідно) у плазмі, що досліджується, визначаються шляхом порівняння експериментальних спектрів з результатами моделювання, виконаними з врахуванням апаратної функції реального спектрометра, який використовували для реєстрації емісійних спектрів.

Найбільш відомими кодами симуляції емісійних спектрів є LIFBASE [1] та SPECAIR [2]. Останній більш поширений, оскільки дозволяє моделювати абсолютні інтенсивності спектрального випромінювання газів та плазми різних складів з врахуванням як трапецевидної апаратної функції (її окремого випадку – трикутної функції), так й інших функцій довільної форми, заданих користувачем. SPECAIR моделює випромінювання таких компонентів, як: С, N, O, C<sub>2</sub>, CN, CO, N<sub>2</sub>, N<sup>+</sup><sub>2</sub>, NH, NO, O<sub>2</sub>, OH  $_{\rm B}$ широкому діапазоні температур та тисків у припущенні наявності локальної термодинамічної рівноваги ЛТР. Для симуляції емісійного спектра програмою SPECAIR (або альтернативним іншим кодом) необхідно задавати чотири параметри (поступальну - газокінетичну, електронну, коливальну та обертальну температури), значення яких суттєво впливають на вигляд розрахованого спектра. Багато часу займає підгонка параметрів симуляції, щоб отримати гарне збігання спектрів розрахункового з експериментальним. Для спрощення та пришвидшення процедури обробки спектрів у літературі відомий підхід побудови робочих кривих, які є функціями температур [3, 4].

Так, наприклад, огляд Китаєвої та Алямовського [3] присвячено визначенню температури нагрітих газів за інтенсивністю смуг CN та C<sub>2</sub> з нерозділеною обертальною структурою. В роботі розглянуто випадок термодинамічної рівноваги в газі (що передбачає поняття однієї температури) та наведено криві для визначення цієї температури, побудовані з використанням інтегральних та максимальних інтенсивностей смуг розглянутих молекул. Основним недоліком запропонованого підходу є складність визначення інтегральних інтенсивностей, як площ під відповідними кривими. Крім того, криві побудовані для спектрографів з прямокутною апаратною функцією, що значно обмежує їх використання в разі реєстрації спектрів спектрометрами з більш складними формами інструментальних контурів.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Матеріали конференції III CESPC (23.08.2009 КНУ ім. Т. Шевченко).

У роботі [4] автори пропонують використовувати ширину смуги (0,2)  $N_2$  (С–В) на 20% та 40% від висоти (інтенсивності) піка як функцію обертальної температури. Розрахунки виконано програмою SPECAIR з врахуванням трапецеподібної апаратної функції з базою 0,66 нм та вершиною 0,22 нм. Але, оскільки смуга (0,2) перенакладається зі смугою (1,3), то їх дуже важко розділити і визначити півширину на фіксованій висоті, яка сама по собі змінюється залежно від температури за рахунок хвоста сусідньої смуги.

Таким чином, прив'язка до максимальних інтенсивностей на фіксованих довжинах хвиль також не дуже зручна, оскільки в разі зашумленості експериментальних спектрів та перенакладання з сусідніми смугами може приводити до значних похибок. З цих міркувань в даній роботі було запропоновано підхід, що ґрунтується на виборі характерних максимумів та мінімумів (характерних висот на підйомах та впадинах) поблизу голів молекулярних смуг для побудови кривих. Розглянуто загальні тенденції зміни форм емісійних електронно-коливально-обертальних смуг залежно від відповідних температур заселення коливальних та обертальних рівнів молекул та знайдено спектральні ділянки, чутливі до зміни лише одного з параметрів (коливальної або обертальної температури). Калібровані криві для визначення відповідних температур заселення за емісійними спектрами молекул ОН(А–Х), N<sub>2</sub>(С–В), N<sub>2</sub><sup>+</sup>(В–Х), CN(В–Х) та C<sub>2</sub>(d– а) побудовано з використанням програми SPECAIR в широкому діапазоні температур ( $T_r^* = 2000 - 15000$ К,  $T_v^{\ast} = 2000 - 15000$  К). Моделювання проведено з врахуванням апаратної функції спектрометра, форма якої близька до гаусовської. Розроблені методики протестовані для визначення параметрів плазми розряду в газовому каналі з рідкою стінкою (РГКРС) [5, 6].

# 2. Методики

Оскільки в емісійних спектрах плазмово-рідинних систем спостерігаються інтенсивні смуги гідроксилу ОН, які добре вивчені, то їх ефективно використовують для моніторингу обертальної температури (газокінетичної температури) [7]. У роботі [4] представлена крива для визначення обертальної температури по відношенню інтенсивностей R- та P-гілок смуги (0,0) (A–X), яке зовсім не залежить від коливальної температури  $T_v^*$ . Криву побудовано для апаратної функції трапецевидної форми з базою 0,66 нм та вершиною 0,22 нм. З аналізу кривої видно, що відно-

шення інтенсивностей *R*- та *P*-гілок смуги (0,0) (перехід А-Х) чутливе до змін обертальної температури лише для  $E_r^* \leq 9000$  К. Автори звертають увагу на те, що визначати  $E_r^*$  за цією методикою слід обережно, оскільки при збільшенні оптичної густини плазми, може мати місце реабсорбція цих піків. Причому, зазвичай, пік Р-гілки більш абсорбований, ніж R, тому визначена за відношенням інтенсивностей P/R обертальна температура може бути завищеною по відношенню до її реального значення. В роботі також зазначено, що оптична товщина плазми залежить від довжини плазми, концентрації ОН та температури. Так, наприклад, в 1-см плазмі при T = 2000 K, ефектами самопоглинання можна знехтувати, якщо мольна доля водяних парів менша ніж 1%. Звичайно в плазмово-рідинних системах концентрація водяних парів може бути більшою, тому самопоглинанням в інтенсивній смузі (0,0) ОН (А-Х) не можна нехтувати.

Щоб виключити похибки, пов'язані з реабсорбцією, в даній роботі було запропоновано використовувати для визначення температур заселення менш інтенсивні смуги (1,0) та (2,1) гідроксилу ОН (А–Х), що знаходяться в діапазоні 280–290 нм, який майже вільний від перенакладань зі смугами інших молекул. Для визначення спектрального діапазону, чутливого лише до зміни обертальної або лише коливальної температури окремо, SPECAIR моделювання гідроксилу ОН (А-Х) було виконано в спектральному діапазоні 275–301 нм для різних коливальних температур при фіксованій  $T_r^*$  та для різних обертальних температур при фіксованій  $T_v^*$ . Основні результати моделювання наведено на рис. 1.

З рис. 1,*а* видно, що кут нахилу смуги (1,0) на  $\lambda = 283, 1$  нм "червоне відтінення" (спектральний інтервал 283,1–286,9 нм) залежить лише від обертальної температури та не залежить від  $T_v^*$ . Ось чому, на першому етапі була розрахована сітка обертальних температур при фіксованих  $T_v^*$  зі сталим кроком, який відповідає в цьому випадку точності вимірювання  $T_r^*$  (рис. 1,*b*). При цьому нормування розрахованих спектрів проводили на інтенсивність смуги (1,0) на  $\lambda = 283,1$  нм. Вибрано характерні висоти A, B, C, D на фіксованих підйомах та впадинах поблизу голів смуг. Перевірено, що фон D поблизу довжини хвилі  $\lambda \approx 273,8$  нм не залежить ані від  $T_v^*$  коливальної, ані від  $T_r^*$  в широкому діапазоні температур.

Щоб спростити процедуру визначення  $T_r^*$  побудовано криві як функції обертальної температури (по осі ординат відкладено відношення (C–D)/(A–D), по осі абсцис –  $T_r^*$ ) (рис. 2,*a*). На наступному етапі для



Рис. 1. Результати моделювання смуг гідроксилу OH (A–X) в спектральному діапазоні 275–301 нм: А, В – максимуми поблизу голів смуг (1,0) на  $\lambda = 283, 1$  нм та (2,1) на  $\lambda = 288, 35$  нм відповідно; С, D – мінімуми поблизу  $\lambda = 286, 87$  нм та  $\lambda = 273, 8$  нм відповідно



Рис. 2. Криві для визначення температур заселення за емісійними смугами (1,0) та (2,1) гідроксилу ОН (A–X), побудовані з врахуванням апаратної функції спектрометра, форма якої близька до гаусовської, з півшириною FWHM = 0,6 нм: a – для  $T_r^*$ ; b – для  $T_v^*$  відповідно

побудови каліброваної кривої для визначення  $T_v^*$  розраховано сітку коливальних температур при фіксованій  $T_r^*$ , яка була знайдена раніше (рис. 1,*a*). Коливальна температура може визначатися за кривою, наведеною на рис. 2,*b*.

З рис. 2 видно, що отримані залежності є функціями лише однієї температури (коливальної або обертальної) в дослідженому діапазоні параметрів, тому в цьому випадку порядок визначення температури не має значення.

У випадку дослідження повітряної плазми або використання азоту в ролі робочого газу, ефективним засобом діагностики є емісійний спектр другої позитивної системи азоту ( $C^3\Pi_u$ - $B^3\Pi_g$ ). Провівши моделювання спектрів основних компонентів плазмоворідинної системи атмосферного тиску (N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, NH, OH, NO) за допомогою програми SPECAIR, визначено спектральні діапазони (360–380 нм) та (392–400 нм) в емісійному спектрі N<sub>2</sub> (C–B), в яких перенакладання з іншими спектральними лініями та смугами відсутнє або мінімальне. Оскільки смуги (0,3), (1,4) N<sub>2</sub> (C–B) слабо інтенсивні, то краще використовувати смуги (0,2) та (1,3) в спектральному інтервалі 360–380 нм. Коли інтенсивність смуги (0,0) N<sub>2</sub><sup>+</sup> (B–X) невисока (вона приблизно в 2,7 раза менша, ніж інтенсивність смуги (0,2) N<sub>2</sub>), її фіолетове відтінення" не має суттєвого впливу на голови смуг (0,2) та (1,3) молекули N<sub>2</sub>(C–B). З цих міркувань діапазон 360–380 нм було



Рис. 3. Результати моделювання емісійного спектра N<sub>2</sub>(C–B) в діапазоні 360–380 нм: А, В – максимуми поблизу голів смуг (0,2) на  $\lambda = 380, 12$  нм та (1,3) на  $\lambda = 375, 1$  нм відповідно; С, D – мінімуми поблизу  $\lambda = 376, 19$  нм та  $\lambda = 381, 4$  нм відповідно



Рис. 4. Криві для визначення температур заселення за емісійними смугами (0,2) та (1,3) N<sub>2</sub>(C–B), побудовані з врахуванням апаратної функції спектрометра, форма якої близька до гаусовської, з півшириною FWHM=0,6 нм: a – для  $T_v^*$ ; b – для  $T_r^*$  відповідно

вибрано для діагностики температур заселення коливальних та обертальних рівнів молекули азоту.

Проведено моделювання емісійного спектра N<sub>2</sub> (С– В) в діапазоні 360–380 нм для різних коливальних температур при фіксованій  $T_r^*$  і для різних обертальних температур при фіксованій  $T_v^*$  та визначено спектральні інтервали, чутливі лише до зміни однієї з температур (рис. 3).

Аналогічні криві для визначення температур заселення коливальних та обертальних рівнів молекули азоту наведено на рис. 4.

Як видно з рис. 4, b, калібровані криві для визначення  $T_r^*$  не збігаються для різних  $T_v^*$ . Це відбувається внаслідок того, що висота D залежить як від

обертальної, так й від коливальної температури. Ось чому необхідно спочатку визначати  $T_v^*$  за кривою (B–C)/(A–D), а вже потім  $T_r^*$ , використовуючи набір кривих (C–D)/(A–D).

За аналогічним підходом розглянуто емісійний спектр молекули іона  $N_2^+$ , визначено ділянки смуг (0,0) та (1,1), які чутливі до зміни відповідних температур заселення, та вибрано відповідні характеристичні висоти A, B, C, D для побудови аналогічних кривих (рис. 5).

Як видно з рис. 5, c, криві для визначення обертальних температур збіглися в широкому діапазоні  $T_v^* = 3000 - 10000$  К, в той же час маємо набір кривих для визначення коливальних температур в діапазоні



Рис. 5. Результати моделювання емісійного спектра  $N_2^+$ (B–X) в діапазоні 360–380 нм (a, b): А, В – максимуми поблизу голів смуг (0,0) на  $\lambda = 391, 4$  нм та (1,1) на  $\lambda = 388, 4$  нм відповідно; С, D – мінімуми поблизу  $\lambda = 388, 9$  нм та  $\lambda = 392,7$  нм відповідно. Криві для визначення температур заселення, побудовані з врахуванням апаратної функції спектрометра, форма якої близька до гаусовської, з півшириною FWHM=0,6 нм: c – для  $T_v^*$ ; d – для  $T_v^*$  відповідно

 $T_r^*=3000-10000~{\rm K}$  (рис. 5,d). Виходячи з цього, рекомендовано спочатку визначати обертальну, а потім коливальну температури.

За аналогічним підходом розглянуто емісійні смуги (0,1) та (1,2) молекули CN (B–X) і  $C_2(d^3\Pi - a^3\Pi)$ , визначено ділянки, які чутливі до зміни відповідних температур заселення, та вибрано характерні висоти A, B, C, D (рис. 6).

Криві для визначення коливальних та обертальних температур заселення за емісійними смугами (0,1) та (1,2) молекул CN(B–X) і C<sub>2</sub>(d–a) з врахуванням апаратної функції спектрометра, форма якої близька до гаусовської з півшириною FWHM=0,6 нм, наведено на рис. 7.

Як видно з рис. 7, a, b, для молекули CN(B-X) маємо сімейство кривих для визначення обох температур. В той же час для молекули  $C_2(d-a)$  отримані криві (рис. 7, c, d) є функціями лише однієї температури,

отже порядок визначення обертальної та коливальної температури не має значення.

#### 3. Результати

Розроблені методики було застосовано для визначення параметрів плазми розряду в газовому каналі з рідкою стінкою (РГКРС) для режимів горіння розряду (з двома твердими електродами або з одним "рідким" електродом позитивної полярності) та різних робочих рідин (дистильована вода, чистий етанол). Емісійні спектри плазми реєструвалися спектрометром "Plasma\_spec" на базі ССD елементів у діапазоні 200–760 нм зі спектральною роздільною здатністю  $\sim 0, 6$  нм.

Електронні температури заселення  $(T_e^*)$  визначали за відносними інтенсивностями емісійних ліній Си I (матеріал електродів) ( $\lambda = 465, 1; 510, 5; 515, 3; 521, 8;$ 



Рис. 6. Результати моделювання емісійного спектра CN(B–X) в діапазоні 410–422 нм (a, b): А, В – максимуми поблизу голів смуг (0,1) на  $\lambda = 421,45$  нм та (1,2) на  $\lambda = 419,56$  нм відповідно; С, D – мінімуми поблизу  $\lambda = 420,50$  нм та  $\lambda = 422,60$  нм відповідно; результати моделювання емісійного спектра C<sub>2</sub>(d–a) в діапазоні 530–566 нм (c, d): А, В – максимуми поблизу голів смуг (0,1) на  $\lambda = 563,42$  нм та (1,2) на  $\lambda = 558,30$  нм відповідно; С, D – мінімуми поблизу  $\lambda = 559,37$  нм та  $\lambda = 564,54$  нм відповідно

578,2 нм) та водню Н I ( $\lambda = 486, 1$  та 656,6 нм) методом больцманівських діаграм. Електронні температури  $T_e^*(H)=4300$  К та  $T_e^*(Cu)=7200$  К було отримано для режиму РГКРС з "рідким" анодом, при потоці повітря G = 55 см<sup>3</sup>/с, струмі розряду  $I_d = 200$  мА.

Визначивши характерні висоти A, B, C, D смуг (1,0) та (2,1) молекули гідроксилу OH (A–X) та (0,2), (1,3) молекули N<sub>2</sub>(C–B) та використовуючи криві (рис. 2, 4), оцінені відповідні коливальні та обертальні температури. Результати зіставлення експериментального спектра з розрахованими наведено на рис. 8.

З рис. 8 видно, що найкраще збігання між експериментальним спектром (крива 4) та розрахованими (криві 2) було отримано для температур, визначених за кривими:  $T_v^*(OH)=3800$  K,  $T_r^*(OH)=3200$  К,  $T_v^*(N_2)$ =4000 К,  $T_r^*(N_2)$ =2000 К. Відмінність між експериментальним та симульованим спектрами на рис. 7,*а* може бути пояснена тим, що під час симуляції емісії ОН(А–Х) не враховано емісійний спектр  $N_2(C-B)$ , який також спостерігається в цій спектральній області. Результати зіставлення експериментального та розрахованого спектрів наведено на рис. 9.

Результати зіставлення експериментальних та розрахованих спектрів РГКРС наведено на рис. 10.

З рис. 10 видно, що найкраще збігання між експериментальним (крива 4) та розрахованими спектрами (криві 2) отримано для температур, визначених за кривими (рис. 7):  $T_v^*(\text{CN})=4750$  K,  $T_r^*(\text{CN})=3500$  K,  $T_v^*(\text{C}_2) = 5000$  K,  $T_r^*(\text{C}_2) = 4000$  K.



Рис. 7. Криві для визначення температур заселення за емісійними смугами (0,1) та (1,2) молекул CN(B–X) (криві a, b) і C<sub>2</sub>(d– а) (криві c, d), побудовані з врахуванням апаратної функції спектрометра, форма якої близька до гаусовської, з півшириною FWHM=0,6 нм: a, c – для  $T_r^*$ ; b, d – для  $T_v^*$  відповідно



Рис. 8. Порівняння розрахованих та експериментального спектра (режим "рідкий" анод, потік повітря  $G = 55 \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $I_d = 200 \text{ мА}$ , робоча рідина – дистилят): a – спектри OH (A–X) в діапазоні 275–304 нм; b – спектри N<sub>2</sub>(C–B) в діапазоні 360–385 нм



Рис. 9. Зіставлення розрахованого та експериментального спектрів РПКРС (режим "рідкий" анод,  $G = 55 \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $I_d = 200 \text{ мA}$ , робоча рідина – дистилят): a – спектри в діапазоні 275–405 нм; b – збільшений спектральний діапазон в чорному овалі. Симуляція виконана для температур  $T_v^*(\text{OH})=3800 \text{ K}$ ,  $T_r^*(\text{OH})=3200 \text{ K}$ ,  $T_v^*(\text{N}_2, \text{N}_2^+)=4000 \text{ K}$ ,  $T_r^*(\text{N}_2, \text{N}_2^+)=2000 \text{ K}$ , які були визначені за відповідними побудованими кривими



Рис. 10. Порівняння розрахованих та експериментального спектрів РГКРС (режим з двома твердими електродами, потік повітря  $G = 55 \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $I_d = 60$  мА, робоча рідина – етанол): a – спектри СN(B–X) в діапазоні 406–423 нм; b – спектри С<sub>2</sub>(d–a) в діапазоні 528–565 нм

#### 4. Висновки

У роботі запропоновано методику визначення температур заселення коливальних і обертальних рівнів молекул в плазмі розрядів атмосферного тиску. Побудовано калібровані криві для визначення коливальних та обертальних температур за емісійними смугами молекул OH(A–X),  $N_2(C–B)$ ,  $N_2^+(B–X)$ , CN(B– X) та  $C_2(d-a)$  з врахуванням апаратної функції спектрометра, форма якої близька до гаусовської. Показано, що запропонований методологічний підхід роботи з програмою SPECAIR може бути ефективно використаний для визначення коливальних та обертальних температур й інших молекул в ЛТР плазмі.

Розроблену методику було апробовано для визначення параметрів плазми РГКРС. Показано, що цей розряд генерує нерівноважну плазму в досліджених режимах роботи. Показано, що  $T_r^*$ , визначена за смугами ОН(А–Х), є дещо вищою ніж відповідні значення, отримані для N<sub>2</sub>(С–В). Останній результат потребує подальших досліджень.

- . http://www.sri.com/cem/lifbase.
- . www.specair-radiation.net.
- . В.Ф. Китаева, В.Н. Алямовский, *Сб-к Оптическая* пирометрия плазмы, под ред. Н.Н. Соболева (Изд-во иностанной литературы, Москва, 1960).
- . C.O. Laux, T.G. Spence, C.H. Kruger and R.N. Zare, Plasma Sources Sci. Technol. **12**, 125 (2003).
- . V. Yukhymenko, V. Chernyak, V. Naumov, I. Prysiazhnevych, J.D. Skalny, S. Matejcik, and M. Sabo, Bulletin of the University of Kiev. Series: Physics & Mathematics, 4, 346 (2006).
- . I. Prysiazhnevych, V. Chernyak, J. Skalny, *et. al.*, Ukr. J. Phys. **53**, No. 5, 471 (2008).
- . D.A. Levin, C.O. Laux, and C.H. Kruger, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **61**, 377 (1999).

Одержано 19.03.10

### МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР ЗАСЕЛЕНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ И ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

И.В. Присяжневич, В.Я. Черняк, С.В. Ольшевский, Ок.В. Соломенко

Резюме

В работе предложена методика определения температур заселения возбужденных колебательных и вращательных уровней молекул в плазме газовых разрядов атмосферного давления с использованием программы SPECAIR. Чтобы упростить и ускорить обработку эмиссионных спектров, построены рабочие кривые для определения колебательных и вращательных температур по эмиссионным полосам молекул OH(A– X),  $N_2(C-B)$ ,  $N_2^+(B-X)$ , CN(B-X) и  $C_2(d-a$  системы переходов Свана). Разработанную методику апробировано для определения параметров плазмы разряда в газовом канале с жидкой стенкой.

### DETERMINATION OF EXCITATION TEMPERATURES FOR VIBRATIONAL AND ROTATIONAL MOLECULAR LEVELS IN AN ATMOSPHERIC PRESSURE GAS-DISCHARGE PLASMA

I.V. Prysiazhnevych, V.Ya. Chernyak, S.V. Olszewski, Ok.V. Solomenko

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Radiophysics (2/5, Academician Glushkov Ave., Kyiv 03022, Ukraine; e-mail: chernyak\_v@ukr.net)

#### Summary

A procedure for the determination of excitation temperatures of vibrational and rotational molecular levels in an atmosphericpressure gas-discharge plasma with the use of the SPECAIR computer code has been proposed. To simplify and accelerate the processing of radiation spectra, calibration curves for the determination of vibrational and rotational temperatures by analyzing the emission bands of molecules OH(A-X),  $N_2(C-B)$ ,  $N_2^+(B-X)$ , CN(B-X), and  $C_2$  (d-a Swan transitions) were plotted. The method developed was tested by evaluating the plasma parameters of a discharge in the gas channel with a liquid wall.